

2. В зоне тени вблизи границы мертвой зоны наблюдаются быстро флуктуирующие сигналы, происхождение которых предположительно вызвано рассеянием на мелкомасштабных естественных неоднородностях.
3. «Возвратная» фокусировка сигналов в ряде случаев отождествляется с началом магнитной бури и может объясняться распространением перемещающихся ионосферных возмущений, возникающих в полярной зоне.
4. Повышение информативности наблюдений возможно при одновременном использовании нескольких трасс и набора частот. Пространственный разнос пунктов приема для получения высокой степени подобия вариаций уровней радиосигналов не должен превышать единиц километров. Детальная диагностика ионосферных неоднородностей предполагает применение разделения лучей и измерения их углов прихода.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афраймович Э.Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. — М.: Наука, 1982. — 200 с.
2. Нагорский П.М., Тарашук Ю.Е., Цыбиков Б.Б. «Возвратная» фокусировка КВ сигнала как индикатор среднемасштабных возмущений // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2001. — Т. 41. — № 6. — С. 841–845.
3. Миркотан С.Ф., Бочков Ю.В. Аппаратура для одновременных трехточечных наблюдений за флуктуациями поля и амплитуды ионосферного сигнала // Ионосферные исследования. — 1968. — № 15. — С. 125–136.
4. Денисенко П.Ф., Иванов И.И., Кулешов Г.И., Новиков В.М., Окорочков А.И. Мониторинг перемещающихся ионосферных возмущений методом наклонного зондирования при разнесенном приеме на фиксированных частотах // Излучение и рассеяние электромагнитных волн (ИРЭМВ-2007): Труды Междунар. научной конф. — Т. 2. — Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2007. — С. 75–79.

Поступила 06.08.2009 г.

УДК 537.531.3

## ОБРАТНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА КАК ВОЗМОЖНОЕ СРЕДСТВО ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВ

С.Ю. Гоголев, Л.Г. Сухих, А.П. Потылицын

Томский политехнический университет

E-mail: sergei.gogolev@mail.ru

*Рассматривается возможность использования обратного переходного излучения в вакуумном ультрафиолете для диагностики пучков заряженных частиц с микронными и субмикронными размерами. С использованием двух моделей проведено моделирование генерации обратного переходного излучения от молибденовой мишени. Показано, что обе модели хорошо согласуются. Выход излучения в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне является достаточным для его использования как инструмента для диагностики пучков.*

#### Ключевые слова:

Обратное переходное излучение, область вакуумного ультрафиолета, диагностика пучков.

#### Key words:

Return transient radiation, vacuum ultraviolet area, beam diagnostics.

#### Введение

Переходное излучение (ПИ) возникает при движении заряженной частицы в среде с пространственно-неоднородными оптическими свойствами, в частности при пересечении частицей границы двух сред, которые имеют различные макроскопические свойства (диэлектрическую и магнитную проницаемость). Спектр ПИ простирается от миллиметрового-диапазона до рентгеновских длин волн.

На сегодняшний день обратное ПИ в оптической области, испускаемое в направлении зеркального отражения от мишени, широко используется в современных ускорителях для мониторинга попереч-

ного профиля пучка. Использование обратного ПИ в оптической области спектра имеет некоторые принципиальные физические ограничения, которые не позволяют применять его на современных низкочастотных ускорителях, где поперечный размер пучка может достичь субмикронных размеров.

Пространственное разрешение системы, основанной на оптическом ПИ, пропорционально длине волны  $\lambda$  детектирующего излучения. Наилучшее разрешение монитора обратного ПИ для оптических длин волн получено в эксперименте [1] и достигает величины  $\sigma=2$  мкм. Такое разрешение не позволяет измерять профиль субмикронного пучка

с нужной точностью, например, такого ускорителя как КЕК-АТФ2, у которого поперечный размер пучка  $\sigma_v=37$  нм [2].

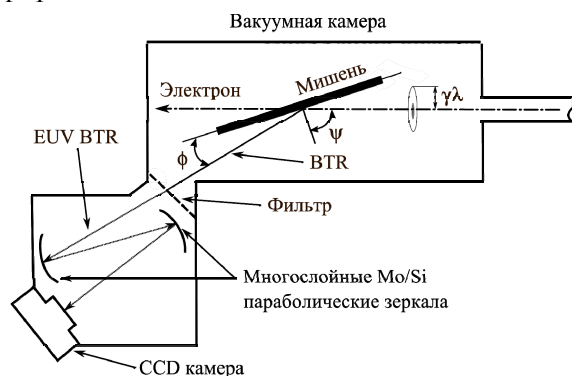
Второе ограничение связано с так называемым эффектом «предволновой» зоны [3]. Данный эффект связан с уширением светового конуса обратного ПИ, заметно превышающим характерный угол  $\gamma^{-1}$ , если детектор расположен ближе чем на расстоянии  $\gamma\lambda$  ( $\gamma$  – Лоренц-фактор). Так, например, для КЕК-АТФ2 величина «предволновой» зоны  $\gamma\lambda$  составляет приблизительно 3,5 м ( $\gamma=2500$ ,  $\lambda=500$  нм). Уширение светового конуса излучения может вызвать потерю информации и ухудшить разрешение системы.

При переходе в вакуумный ультрафиолетовый (ВУФ) диапазон в область длин волн  $\lambda \sim 10$  нм ожидается, что при использовании соответствующей оптики удастся существенно улучшить пространственное разрешение монитора.

Простая оценка показывает, что изменение длины волны от 550 до 13,4 нм позволит улучшить пространственное разрешение приблизительно в 40 раз, что говорит о том, что подобный монитор имеет перспективы для использования не только в КЕК-ATF, но и при создании рентгеновских лазеров на свободных электронах, например, LCLS [4].

## Основная часть

На рис. 1 представлена возможная схема экспериментальной установки для мониторинга пучков с использованием обратного ПИ в вакуумном ультрафиолете.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. «BTR» – обратное ПИ. «EUV BTR» – обратное ПИ в ВУФ-диапазоне

В вакуумную камеру подводится электронный пучок, который, взаимодействуя с мишенью, генерирует обратное ПИ в широком диапазоне энергий фотонов. Чтобы избежать подавления обратного ПИ в ВУФ-области, наклон мишени относительно падающего пучка должен быть близок к скользящим углам  $\phi = \pi/2 - \psi$  где угол  $\psi$  отсчитывается от нормали к поверхности мишени (рис. 1). Фильтр в схеме используется для вырезания нужной части спектра обратного ПИ. Прозрачность фильтра в ВУФ-диапазоне на длине волны  $\lambda = 13,4 \pm 0,3$  нм составляет 78 % [5]. Зеркало на основе слоя молибдена толщи-

ной порядка 30 нм, нанесенного на кремниевую пластину в форме параболы, выдерживает продолжительное время действие интенсивного ВУФ-излучения и имеет коэффициент отражения на длине волны  $\lambda=13.4\pm 0.3$  нм приблизительно 70 % [5].

Одним из основных вопросов, связанных с созданием подобного монитора, является оценка выхода фотонов обратного ПИ в указанном диапазоне, что подразумевает выбор адекватной модели для расчета характеристики обратного ПИ.

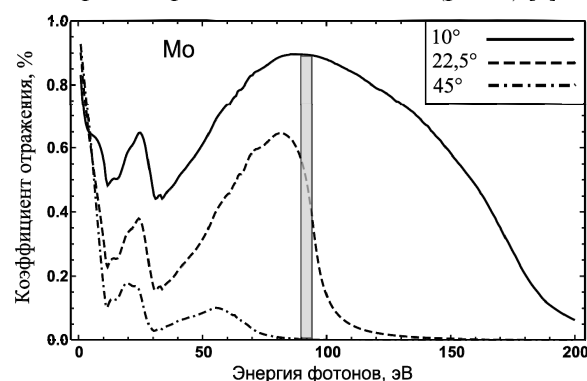
Расчеты обратного ПИ, генерируемого релятивистскими заряженными частицами на границе вакуум-металл, проводились в диапазоне энергий фотонов 10...200 эВ на основе моделей [6, 7] с использованием реальных значений диэлектрической проницаемости.

Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(\omega)$  является комплексной функцией частоты излучения [8]:

$$\varepsilon(\omega) = \left( 1 - \frac{(\hbar\omega_p)^2}{(\hbar\omega)^2} \frac{1}{2Z} (f'(\omega) + if''(\omega)) \right)^2, \quad (1)$$

где  $\omega_p$  — плазменная частота вещества,  $\omega$  — частота излучения,  $Z$  — заряд,  $f(\omega) + if''(\omega)$  — аномальная дисперсионная поправка (аномальный фактор рассеяния), значения которой взяты из табличных данных [8],  $\hbar$  — постоянная Планка.

В качестве мишени рассматривались различные металлы с однородно-изотропными свойствами: молибден, медь, золото, вольфрам. Из всех представленных материалов в качестве мишени для дальнейших расчетов был выбран молибден, т. к. для длины волны  $\lambda=13,4$  нм он имеет наибольшую отражающую способность по сравнению с остальными рассматриваемыми металлами (рис. 2) [8].



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента отражения молибдена от энергии фотонов для углов наклона мишени  $\phi=10^\circ; 22,5^\circ; 45^\circ$

Моделирование обратного ПИ проводилось для сгустка с числом электронов  $N_e=10^{10}$  и Лоренц-фактором  $\gamma=1000$ . Геометрия процесса генерации обратного ПИ представлена на рис. 3.

Направление движения заряженной частицы определяется компонентами вектора скорости  $\beta = \beta(\sin\psi, 0, -\cos\psi) = \{\beta_x, 0, \beta_z\}$ , где  $\beta = V/c$ ,  $V$  – скорость заряженной частицы,  $c$  – скорость света.

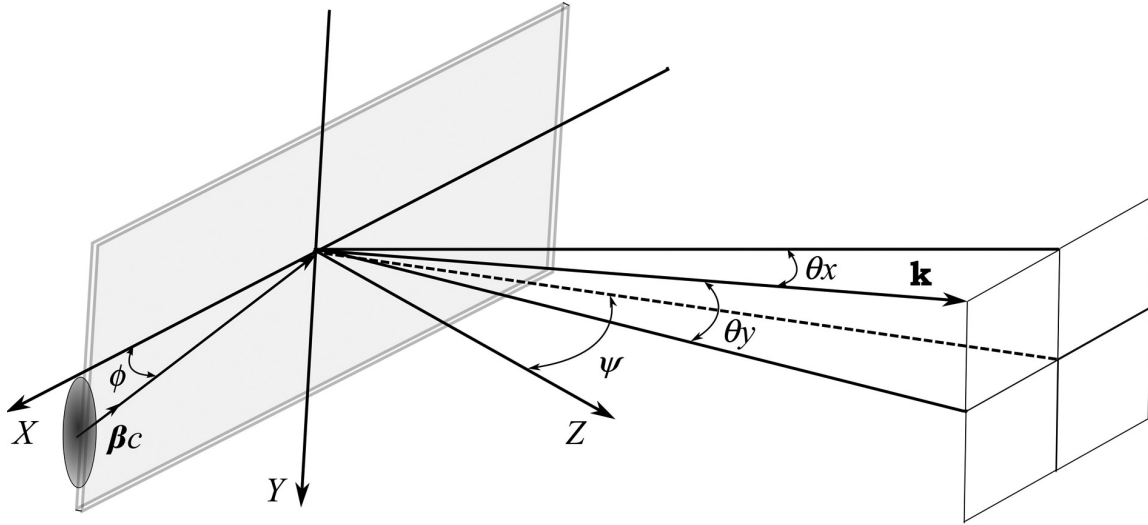


Рис. 3. Геометрия процесса генерации обратного ПИ излучения. Штриховой линией показано направление зеркального отражения

Углы вылета фотонов ПИ определяются проекциями единичного вектора  $\mathbf{n}=\mathbf{k}/k=\{n_x, n_y, n_z\}$  ( $\mathbf{k}$  – волновой вектор) на координатные оси. Как известно, обратное ПИ в оптическом диапазоне сосредоточено вблизи направления зеркального отражения, поэтому проекции единичного вектора в направлении излучения можно определить через проекционные углы  $\theta_x$  и  $\theta_y$ , которые отсчитываются от направления зеркального отражения и связаны с углом наклона мишени следующим образом:

$$\begin{aligned} n_x &= \cos \theta_y \sin(\psi + \theta_x), \\ n_y &= \sin \theta_y, \\ n_z &= \cos \theta_y \cos(\psi + \theta_x). \end{aligned} \quad (2)$$

По модели [6] полная спектрально-угловая плотность обратного ПИ при наклонном падении заряженной частицы равна сумме поляризационных компонент интенсивности:

$$\frac{d^2 W(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_\pi(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 W_\sigma(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega}, \quad (3)$$

где  $\frac{d^2 W_\pi(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega}$ ,  $\frac{d^2 W_\sigma(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega}$  – интенсивность обратного ПИ, поляризованного в плоскости излучения, и ортогонально ей, соответственно.

Каждая поляризационная компонента обратного ПИ вычисляется по формулам [6]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_\pi(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha \beta_z^2 n_z^2 |1 - \varepsilon|^2}{\pi^2 [(1 - \beta_x n_x)^2 - \beta_z^2 n_z^2]^2 (1 - n_z^2)} \times \\ &\times \left| \frac{(1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)} - \beta_z^2 - \beta_x n_x)(1 - n_z^2)}{(1 - \beta_x n_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)})(\varepsilon n_z + \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)})} \right|^2 + \\ &+ \left| \frac{\beta_x \beta_z n_x \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)}}{(1 - \beta_x n_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)})(\varepsilon n_z + \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)})} \right|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_\sigma(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha \beta_x^2 \beta_z^4 n_y^2 n_z^2 |1 - \varepsilon|^2}{\pi^2 [(1 - \beta_x n_x)^2 - \beta_z^2 n_z^2]^2 (1 - n_z^2)} \times \\ &\times \left| (1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)} - \beta_x n_x) \right|^2 \times \\ &\times \left| (n_z + \sqrt{\varepsilon - (1 - n_z^2)}) \right|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

В формулах (4), (5)  $\alpha=1/137$  – постоянная тонкой структуры.

По модели [7] напряженность электрического поля обратного ПИ при наклонном падении определяется через коэффициент отражения Френеля в виде:

$$\mathbf{E}_\pi(\mathbf{n}, \omega) = \frac{e}{2\pi c R_0} \cdot \begin{pmatrix} E_{x_\pi}(\mathbf{n}, \omega) \\ E_{y_\pi}(\mathbf{n}, \omega) \\ E_{z_\pi}(\mathbf{n}, \omega) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\mathbf{E}_\sigma(\mathbf{n}, \omega) = \frac{e}{2\pi c R_0} \cdot \begin{pmatrix} E_{x_\sigma}(\mathbf{n}, \omega) \\ E_{y_\sigma}(\mathbf{n}, \omega) \\ E_{z_\sigma}(\mathbf{n}, \omega) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где векторы  $\mathbf{E}_\pi(\mathbf{n}, \omega)$  и  $\mathbf{E}_\sigma(\mathbf{n}, \omega)$  определяют « $\pi$ -поляризацию» – электрическое поле поляризовано в плоскости падения, проходящей через волновой вектор и импульс электрона, и « $\sigma$ -поляризацию» – электрическое поле поляризовано в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Векторы  $\mathbf{E}_\pi(\mathbf{n}, \omega)$  и  $\mathbf{E}_\sigma(\mathbf{n}, \omega)$  в системе координат, рис. 3, имеют по три компоненты, тогда как в системе, где ось  $Z$  направлена вдоль зеркального отражения – только две компоненты.

В исходной системе координат, связанной с мишенью, компоненты векторов электрического поля  $\mathbf{E}_\pi(\mathbf{n}, \omega)$  и  $\mathbf{E}_\sigma(\mathbf{n}, \omega)$ , определяемые формулами (6) и (7), записываются в виде:

$$E_{x_\pi}(\mathbf{n}, \omega) = -\frac{(1+R_\pi(\omega))\beta_z n_y}{(1-\beta_x n_x + \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)})\varepsilon} + \frac{R_\pi(\omega)\beta_z n_y}{(1-\beta_x n_x - \beta_z n_z)} - \frac{\beta_z n_y}{(1-\beta_x n_x + \beta_z n_z)}, \quad (8)$$

$$E_{y_\pi}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{(1+R_\pi(\omega))(\beta_x \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)} + \beta_z n_x)}{(1-\beta_x n_x + \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)})\varepsilon} - \frac{R_\pi(\omega)(\beta_z n_x - \beta_x n_z)}{(1-\beta_x n_x - \beta_z n_z)} + \frac{(\beta_z n_x - \beta_x n_z)}{(1-\beta_x n_x + \beta_z n_z)}, \quad (9)$$

$$E_{z_\pi}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{-\beta_x n_y(1+R_\pi(\omega))}{(1-\beta_x n_x + \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)})\varepsilon} - \frac{R_\pi(\omega)\beta_x n_y}{(1-\beta_x n_x - \beta_z n_z)} + \frac{\beta_x n_y}{(1-\beta_x n_x + \beta_z n_z)}, \quad (10)$$

$$E_{x_\sigma}(\mathbf{n}, \omega) = -\frac{(1+R_\sigma(\omega))\beta_z n_y}{(1-\beta_x n_x + \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)})\varepsilon} + \frac{R_\sigma(\omega)\beta_z n_y}{(1-\beta_x n_x - \beta_z n_z)} - \frac{\beta_z n_y}{(1-\beta_x n_x + \beta_z n_z)}, \quad (11)$$

$$E_{y_\sigma}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{(1+R_\sigma(\omega))(\beta_x \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)} + \beta_z n_x)}{(1-\beta_x n_x + \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)})\varepsilon} - \frac{R_\sigma(\omega)(\beta_z n_x - \beta_x n_z)}{(1-\beta_x n_x - \beta_z n_z)} + \frac{(\beta_z n_x - \beta_x n_z)}{(1-\beta_x n_x + \beta_z n_z)}, \quad (12)$$

$$E_{z_\sigma}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{-\beta_x n_y(1+R_\sigma(\omega))}{(1-\beta_x n_x + \beta_z \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)})\varepsilon} - \frac{R_\sigma(\omega)\beta_x n_y}{(1-\beta_x n_x - \beta_z n_z)} + \frac{\beta_x n_y}{(1-\beta_x n_x + \beta_z n_z)}, \quad (13)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $R_0$  – расстояние от источника излучения до наблюдателя.

В формулах (8–10)  $R_\pi(\omega)$  – коэффициент отражения металла в вакууме, который для электрического поля « $\pi$ -поляризации» определяется формулой:

$$R_\pi(\omega) = \frac{\varepsilon n_z - \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)}}{\varepsilon n_z + \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)}},$$

В формулах (11–13)  $R_\sigma(\omega)$  – соответствующий коэффициент для электрического поля « $\sigma$ -поляризации»:

$$R_\sigma(\omega) = \frac{n_z - \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)}}{n_z + \sqrt{\varepsilon - (1-n_z^2)}}.$$

Спектрально-угловая плотность обратного ПИ, вычисляемая через коэффициенты отражения Френеля, равняется сумме поляризационных компонент, которые, в свою очередь, определяются квадратом амплитуды колебания напряженности электрического поля соответствующей поляризации:

$$\frac{d^2 W(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = cR_0^2(|E_\pi(\mathbf{n}, \omega)|^2 + |E_\sigma(\mathbf{n}, \omega)|^2). \quad (14)$$

Фотонный спектр рассчитывается из выражения:

$$\frac{dN}{\hbar d\omega} = \frac{N_e}{\hbar d\omega} \frac{dW}{\hbar d\omega} = \frac{N_e}{\hbar d\omega} \int \frac{d^2 W}{\hbar d\omega d\Omega} d\Omega. \quad (15)$$

Интегрирование спектральной угловой плотности обратного ПИ в обеих моделях [6, 7] с использованием формул (3) и (14), в формуле (15) проводилось по телесному углу  $d\Omega = d\theta d\varphi$  в интервале  $(-5...5)\gamma^{-1}$  для каждого проекционного угла.

Основные результаты моделирования по двум моделям, описывающим процесс генерации обратного ПИ для сгустка с числом электронов  $10^{10}$ , показаны на рис. 4.

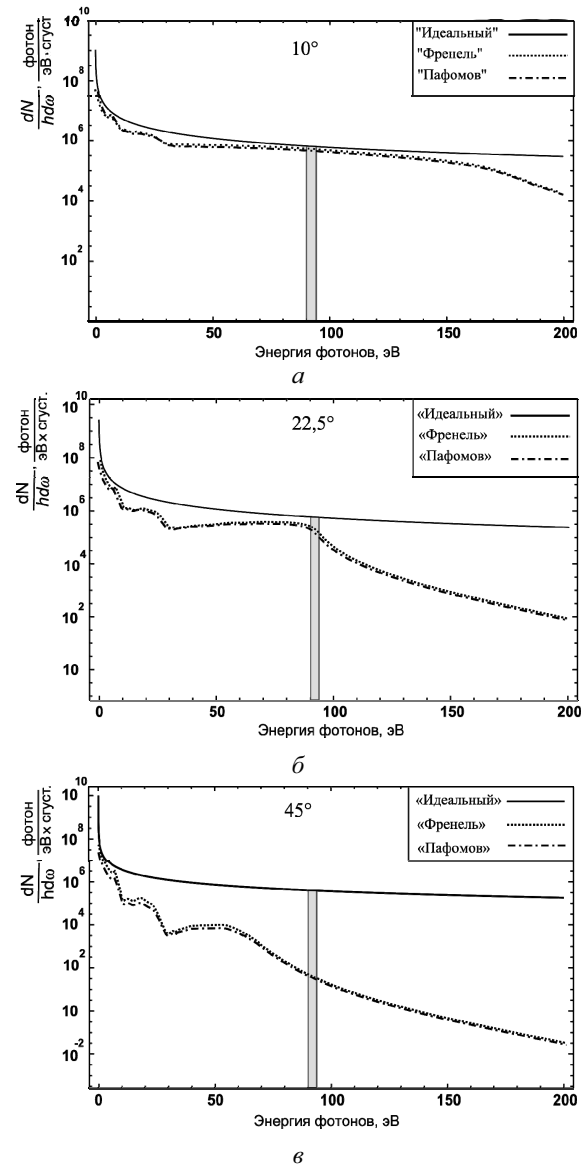


Рис. 4. Фотонный спектр для молибденовой мишени для угла наклона мишени: а) 10; б) 22,5 и в) 45°

Идеальному случаю при  $\varepsilon \rightarrow \infty$  на рис. 4 соответствует сплошная кривая. Для угла наклона мишени  $\phi=10^\circ$  и полосы  $550 \pm 20$  нм число фотонов равно  $4 \cdot 10^6$ ; в области вакуумного ультрафиолета для полосы  $13,4 \pm 0,3$  нм число фотонов составляет  $2,5 \cdot 10^6$ .

В таблице представлены расчеты выхода фотонов для углов наклона мишени  $10^\circ$ ,  $22,5^\circ$  и  $45^\circ$  при учете соответствующих характеристик фильтра и зеркал в оптическом и ВУФ-диапазонах.

**Таблица.** Результаты расчетов по двум моделям выхода фотонов обратного ПИ при варьировании углов наклона молибденовой мишени

Модель	Диапазон длин волн, нм	Угол наклона мишени, град.		
		10	22,5	45
«Пафомов» [5]	550±20	$2,3 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$
	13,4±0,3	$8,6 \cdot 10^5$	$4,2 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^3$
«Френель» [6]	550±20	$2,4 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$	$1,65 \cdot 10^6$
	13,4±0,3	$8,9 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$	$3,83 \cdot 10^3$

Следует отметить тот факт, что в эксперименте [1], проведенном на ускорителе КЕК-АТФ, выход фотонов в оптическом диапазоне составлял порядка  $10^6$ , что было достаточным для регистрации ПИ в одногустковом режиме, поэтому из полученных

результатов следует, что для угла наклона мишени  $\phi=45^\circ$  выход фотонов не достаточен для определения профиля пучка, тогда как для углов наклона мишени  $\phi=10 \dots 22,5^\circ$  эффективность генерации ВУФ-фотонов представляется достаточной для создания монитора пучка в одногустковом режиме.

## Выводы

1. Рассмотрена возможность использования обратного переходного излучения в вакуумном ультрафиолете для диагностики пучков заряженных частиц с микронными и субмикронными размерами.
2. С использованием моделей, учитывающих зависимость диэлектрической проницаемости мишеней от частоты, промоделирована генерация обратного переходного излучения для различных материалов. Показано, что обе модели хорошо согласуются.
3. Показано, что выход обратного ПИ в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне для угла падения пучка электронов на мишень  $\phi=10^\circ$  является достаточным для его использования как инструмента для диагностики пучков.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ross M.A., Anderson S., Frisch J., Jobe K., McCormick D., McKee B., Nelson J., Nelson N. Very High Resolution Optical Transition Radiation Beam Profile Monitor // SLAC-PUB. – 2002. – № 9280. – P. 1–8.
2. Blair G.A., Tauchi T., Sanuki T., Seriy A. ATF2 Proposal // ATF2 Group. – 2005. – V. 1. – P. 27–40.
3. Verzilov V.A. Transition radiation in the pre-wave zone // Phys. Lett. A. – 2000. – V. 273. – P. 135–140.
4. Linac coherent light source. – «SLAC» national accelerator laboratory, USA [Электронный ресурс]. – режим доступа: <http://lcls.slac.stanford.edu>. – 30.04.2009.
5. Институт физики микроструктур. – Нижний Новгород, РАН [Электронный ресурс]. – режим доступа: <http://ipm.sci-nnov.ru>. – 29.04.2009.
6. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. – 459 с.
7. Корхмазян Н.А. Переходное излучение при наклонном падении заряда // Известия АН Армянской ССР. Физико-математические науки. – 1958. – Т. 11. – № 6. – С. 87–95.
8. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at  $E=50\text{--}30000$  eV,  $Z=1\text{--}92$  // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1993. – V. 54. – № 2. – P. 181–342.

Поступила 12.05.2009 г.